

УДК 537.9

Теоретическое и экспериментальное исследование поглощения СВЧ-излучения односторонним мультипакторным разрядом на поверхности диэлектрика

А. С. Сахаров, В. А. Иванов, Ю. А. Тарбеева, М. Е. Коныжев

Аналитически и численно исследована зависимость коэффициента поглощения мощности СВЧ-излучения односторонним мультипакторным разрядом на поверхности диэлектрика от мощности падающего излучения. Показано, что учет отражения электронов от диэлектрической поверхности приводит к существенному возрастанию коэффициента поглощения. Проведено сравнение аналитических и численных результатов с экспериментальными данными.

PACS: 81.05.ug, 81.15.Gh, 68.55.J-

Ключевые слова: мультипакторный разряд, диэлектрик, СВЧ-излучение, поверхность.

Введение

Транспортировка мощного СВЧ-излучения в вакуумных устройствах с диэлектрическими окнами представляет собой актуальную проблему в различных областях науки и технологии. Диэлектрические окна широко применяются в мощных СВЧ-генераторах, в системах наземной и космической связи, в различных технологических устройствах по созданию новых материалов, а также в системах СВЧ-нагрева плазмы в токамаках и стеллараторах. При большой интенсивности транспортируемого СВЧ-излучения на диэлектрических окнах и металлических элементах таких устройств могут развиваться различные типы микроволновых разрядов. Эти разряды поглощают СВЧ-излучение, вызывают искажение передаваемых сигналов, а также приводят к нагреву поверхностного слоя диэлектрических окон и последующему их разрушению [1].

Важной стадией развития микроволнового разряда в вакууме является мультипакторный разряд [2, 3]. Он возникает в результате развития электронной лавины, обусловленной вторичной электронной эмиссией (ВЭЭ) с поверхностей элементов СВЧ-устройств под действием электронов, набравших энергию в СВЧ-поле. Мультипакторный разряд, развивающийся на поверхности ди-

электрических окон в волноводных и квазиоптических системах транспортировки СВЧ-излучения, принято называть односторонним мультипактором (в отличие от двухстороннего мультипактора, развивающегося между металлическими стенками волновода или СВЧ-резонатора [2—5]).

В результате бомбардировки поверхности диэлектрика электронами, генерируемыми в мультипакторном разряде, происходит нагрев тонкого (~1 мкм) поверхностного слоя диэлектрика. Возникающие при этом большие градиенты температуры ($\geq 10^4$ К/см) приводят к появлению микротрещин на поверхности диэлектрических окон. Мультипакторный разряд может также инициировать развитие поверхностного СВЧ-пробоя в результате ионизации остаточного газа вблизи поверхности диэлектрика [6] или повышения поверхностной проводимости диэлектрика, связанного с накоплением точечных дефектов кристаллической решетки под действием бомбардировки электронами разряда [7—10].

В классическом одностороннем мультипакторном разряде [3] электрическое поле СВЧ-волны направлено вдоль поверхности диэлектрика (рис. 1). В этом случае эмитированные электроны возвращаются обратно на поверхность под действием возвращающей силы F_z , обусловленной положительным электрическим зарядом, возникающим на диэлектрической поверхности (или пондеромоторной силой, если амплитуда СВЧ-поля неоднородна вдоль нормали к поверхности [11]). Для развития мультипакторного разряда необходимо, чтобы осцилляционная энергия электронов в СВЧ-поле $\epsilon_{osc} = (eE_0/\omega)^2/2m_e$ (здесь E_0 — амплитуда СВЧ-поля, e и m_e — заряд и масса электрона) превышала так называемую первую критическую

Сахаров Александр Сергеевич, старший научный сотрудник.

Иванов Вячеслав Алексеевич, зав. отделом.

Тарбеева Юлия Александровна, научный сотрудник.

Коныжев Михаил Евгеньевич, научный сотрудник.

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН.

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

Тел. (499) 503-83-44. E-mail: ivanov@fpl.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 4 августа 2011 г.

© Сахаров А. С., Иванов В. А., Тарбеева Ю. А., Коныжев М. Е., 2011

энергию ε_1 , при которой коэффициент ВЭЭ δ становится равным единице.

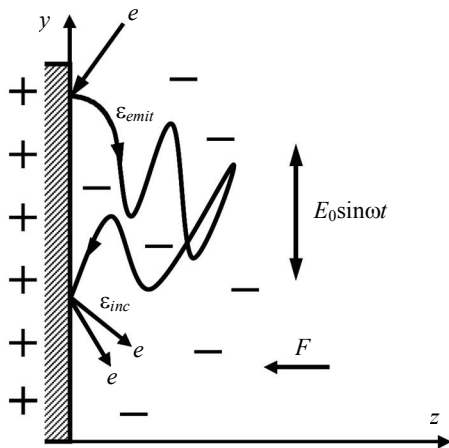


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая механизм развития одностороннего мультипакторного разряда на диэлектрике

Односторонний мультипакторный разряд на поверхности диэлектрика представляет собой совокупность быстроразвивающихся процессов, требующих подробного экспериментального и теоретического исследования. В частности, значительный интерес представляет исследование поглощения мощности падающего СВЧ-излучения мультипакторным разрядом, развивающимся на поверхности диэлектрика.

В [12] была получена следующая оценка для коэффициента поглощения СВЧ-мощности односторонним мультипакторным разрядом на диэлектрике, а именно, $\kappa = W_{abs}/W_{inc} \approx 0,004 \cdot T_e^{1/2}$, где W_{abs} — мощность, поглощаемая на единицу поверхности диэлектрика, $W_{inc} = cE_0^2/8\pi$ — плотность потока энергии СВЧ-излучения, падающего на диэлектрик, T_e — температура в эВ вторичных электронов, эмитируемых с поверхности диэлектрика. Согласно этой оценке, для типичных значений T_e на уровне 1—2 эВ мощность, поглощаемая мультипакторным разрядом, должна составлять около 1 % от мощности падающего излучения. Примерно такая же оценка коэффициента поглощения (~1 %) была получена в [13] при анализе эффектов, связанных с объемным зарядом электронов в мультипакторном разряде на поверхности диэлектрика. Несмотря на столь малый коэффициент поглощения абсолютная величина плотности мощности, выделяемой на поверхностях диэлектрических окон в современных мощных источниках СВЧ-излучения (где $W_{inc} \sim 1$ кВт/см²), может оказаться вполне достаточной для того, чтобы вызвать недопустимые тепловые и механические напряжения в поверхностном слое диэлектрика, приводящие к появлению микротрещин на поверхности окон.

Численное моделирование одностороннего мультипакторного разряда [14] методом частиц в ячейке показало, что коэффициент поглощения СВЧ-излучения слабо возрастает с увеличением интенсивности падающего СВЧ-излучения. Так, при увеличении осцилляционной энергии электронов на два порядка (с ≈ 200 до ≈ 20 кэВ) коэффициент поглощения возрастал всего в четыре раза (с 0,5 до 2 %).

Следует отметить, что в [12—14] не рассматривался учтен механизм слабого роста коэффициента поглощения в одностороннем мультипакторном разряде с увеличением интенсивности СВЧ-излучения и, соответственно, не было получено аналитического выражения для подобной зависимости.

Цель настоящей работы состояла в изучении процессов, ведущих к росту коэффициента поглощения в сильных СВЧ-полях. Для этого необходимо было решить следующие задачи:

вывод аналитической формулы, описывающей зависимость коэффициента поглощения СВЧ-излучения в одностороннем мультипакторном разряде от мощности падающего СВЧ-излучения;

разработка численного кода для моделирования методом частиц в ячейке одностороннего мультипакторного разряда с учетом объемного заряда электронов, конечной температуры эмитированных электронов, а также упругого и неупругого отражения электронов от поверхности диэлектрика;

численное моделирование одностороннего мультипакторного разряда и исследование влияния отражения электронов и формы зависимости коэффициента ВЭЭ от энергии первичных электронов на коэффициент поглощения СВЧ-излучения;

проведение экспериментальных измерений коэффициента поглощения СВЧ-мощности в мультипакторном разряде, развивающемся на поверхности кварцевой диэлектрической пластины в волноводе, и сравнение экспериментальных результатов с результатами аналитических расчетов и компьютерного моделирования.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии

При изучении мультипакторного разряда важным является адекватный выбор зависимости коэффициента ВЭЭ $\delta(\varepsilon, \theta)$ от угла падения и энергии первичных электронов. В настоящее время широкое распространение приобрела эмпирическая формула, предложенная Воном (Vaughan) [15]:

$$\delta = \delta_m (V e^{1-V})^k, \quad (1)$$

где $V = (\varepsilon - \varepsilon_0)/(\varepsilon_m - \varepsilon_0)$;

ε — энергия падающего (первичного) электрона;

ε_0 — энергия отсечки, ниже которой δ равно нулю;

$\delta_m = \delta_{m_0}(1 + \theta^2/2\pi)$ — максимальное значение δ при заданном угле падения θ (отсчитываемом от нормали к поверхности);

$\varepsilon_m = \varepsilon_{m_0}(1 + \theta^2/\pi)$ — энергия, соответствующая максимальному значению δ при заданном θ ;

$k = 0,62$ при $V < 1$;

$k = 0,25$ при $V > 1$;

δ_{m_0} — максимальное значение δ при $\theta = 0$;

ε_{m_0} — энергия, соответствующая максимальному значению δ при $\theta = 0$. Зависимость (1) отражена на рис. 2 (кривая 1).

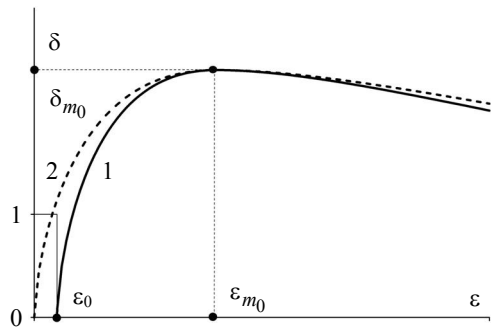


Рис. 2. Зависимость коэффициента ВЭЭ от энергии первичных электронов:

1 — формула Вона [15]; 2 — упрощенная формула Вона с нулевой энергией отсечки $\varepsilon_0 = 0$. Ступенька при $\varepsilon < \varepsilon_0$ соответствует коэффициенту отражения $R = 1$, введенному в [20]

В численных расчетах [12—14, 16, 17] широко применяется упрощенная формула Вона с энергией отсечки $\varepsilon_0 = 0$ (рис. 2, кривая 2).

Следует отметить, что наряду с генерацией истинно вторичных электронов бомбардировка поверхности первичными электронами сопровождается также упругим и неупругим отражением электронов. Согласно экспериментальным данным [18], коэффициент ВЭЭ отражения электронов от поверхностей кристаллических диэлектриков (в частности, щелочно-галлоидных монокристаллов, таких как NaCl, LiF, KBr и др.) резко возрастает при энергиях, меньших энергии, соответствующей длинноволновому краю собственного оптического поглощения кристалла. В [19] эта энергия ассоциировалась с энергией первичных электронов, выше которой происходит генерация истинно вторичных электронов, т. е. фактически с энергией отсечки ε_0 , входящей в формулу Вона (рис. 3). Резкое возрастание коэффициента отражения первичных электронов при малых энергиях легло в основу предложенной в [20] модели, согласно которой формула Вона дополнялась при $\varepsilon < \varepsilon_0$ единичной ступенькой, которая может быть интерпретирована как полное отражение электронов в этой области энергий (см. рис. 2).

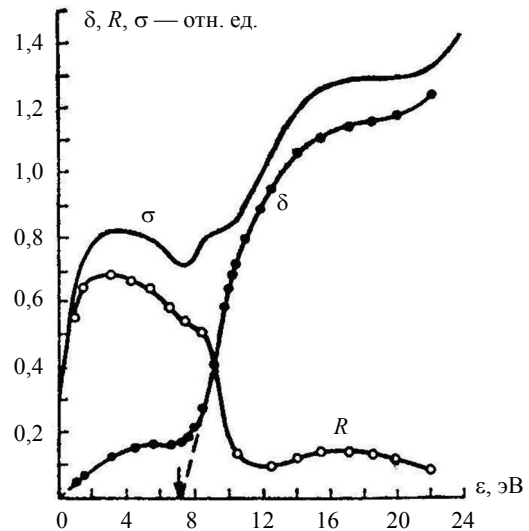


Рис. 3. Зависимость коэффициента ВЭЭ с поверхности монокристалла NaCl от энергии первичных электронов [19]: δ — сумма коэффициента истинной ВЭЭ и коэффициента неупругого отражения электронов от поверхности кристалла; R — коэффициент упругого отражения электронов, $\sigma = \delta + R$. Стрелкой показана энергия, соответствующая границе собственного оптического поглощения кристалла

Аналитическая теория

При осцилляционных энергиях электронов в СВЧ-поле, превышающих первую критическую энергию ε_1 , среднее число вторичных электронов, выбитых за период колебаний поля с поверхности диэлектрика, больше числа падающих электронов, в результате чего процесс размножения электронов приобретает лавинообразный характер. Развитие лавины сопровождается формированием электронного слоя вблизи поверхности диэлектрика, в то время как сама поверхность заряжается положительно. По мере того, как положительный заряд на диэлектрике растет, время, через которое эмитированные электроны возвращаются обратно на поверхность, уменьшается, и, соответственно, уменьшается энергия, набираемая электронами за время пролета. В итоге, электронная лавина постепенно замедляет свое развитие и затем выходит на насыщение.

В режиме насыщения среднее значение величины δ за период осцилляции микроволнового поля равняется 1, что соответствует энергии падающих электронов порядка ε_1 . Если осцилляционная энергия много больше первой критической энергии ($\varepsilon_{osc} \gg \varepsilon_1$), то время пролета электрона Δt в насыщенном (квазистационарном) разряде должно быть много меньше, чем ω^{-1} , иначе эмитированные электроны успеют набрать энергию, большую, чем ε_1 , и количество электронов в слое будет продолжать расти. Это означает, что при $\varepsilon_{osc} \gg \varepsilon_1$ внешнее поле практически не изменяется за время

пролета вторичных электронов, так что параметры разряда успевают подстраиваться к мгновенному значению СВЧ-поля. В этом случае можно использовать так называемое приближение "постоянного поля", при котором характеристики мультипакторного разряда определяются мгновенным значением $E_y(t)$, т. е. зависят от времени как от параметра.

В приближении постоянного поля СВЧ-мощность, поглощаемая на единицу поверхности диэлектрика, может быть рассчитана аналитически [21]. Полагая, что внешнее тангенциальное поле E_y постоянно, а вторичные электроны имеют полумаксвелловское ($v_{z0} > 0$) распределение по скоростям с температурой T_e , т. е.

$$f(v_0) = (2\pi)^{-3/2} v_{T_e}^{-3} n_0 \exp(-v_0^2 / 2v_{T_e}^2), \quad (2)$$

где v_0 — начальная скорость эмитированного электрона;
 $v_{T_e} = (T_e/m_e)^{1/2}$;
 n_0 — плотность электронов при $z \rightarrow 0$, для электрического потенциала $\varphi(z)$ имеем

$$\frac{\partial^2 \varphi(z)}{\partial z^2} = 4\pi e n_e(z) = 4\pi e n_0 \exp\left(\frac{e\varphi(z)}{T_e}\right), \quad (3)$$

где $\varphi(0) = 0$. Из уравнения (3) получаем

$$e\varphi(z) = -2T_e \ln\left(1 + \frac{z\omega_{p0}}{\sqrt{2}v_{T_e}}\right), \quad (4)$$

$$n_e(z) = n_0 \left(1 + \frac{z\omega_{p0}}{\sqrt{2}v_{T_e}}\right)^{-2}, \quad (5)$$

где $\omega_{p0} = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$ (отметим, что внешнее поле параллельно диэлектрической поверхности и не влияет на движение электронов вдоль координаты z). Пролетное время эмитированного электрона от момента эмиссии до возвращения обратно на поверхность диэлектрика равно

$$\Delta t = 2\sqrt{\frac{m_e}{2}} \int_0^{\max} \frac{dz}{\sqrt{\varepsilon_{z0} + e\varphi(z)}} = \sqrt{2\pi}\Phi\left(\sqrt{\varepsilon_{z0}/2T_e}\right) \exp(\varepsilon_{z0}/2T_e) / \omega_{p0}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_{z0} = m_e v_{z0}^2 / 2$ — z -компонента начальной энергии эмитированного электрона;

z_{\max} — значение z , при котором z -компонента скорости электрона обращается в ноль ($\varepsilon_{z0} + e\varphi(z_{\max}) = 0$);

$\Phi(x) = \sqrt{2/\pi} \int_0^x \exp(-x^2/2) dx$ — функция ошибок.

Плотность n_0 может быть найдена из уравнения баланса падающих и эмитированных электронов:

$$\int \delta(\varepsilon, \theta) f(\mathbf{v}_0) v_{z0} d\mathbf{v}_0 = \int f(\mathbf{v}_0) v_{z0} d\mathbf{v}_0, \quad (7)$$

где $\varepsilon = m_e(v_{z0}^2 + (v_{y0} + \Delta v_y)^2 + v_{z0}^2)/2$ — энергия, с которой электрон возвращается обратно на поверхность;

$\Delta v_y = -eE_y \Delta t / m_e$ — изменение y -компоненты электронной скорости за время пролета электрона Δt .

Учитывая, что в квазистационарном мультипакторном разряде характерная энергия электронов, бомбардирующих поверхность диэлектрика, порядка первой критической энергии ε_1 , которая обычно много больше тепловой энергии электронов ($\varepsilon_1 \gg T_e$), начальной электронной скоростью в выражении для ε можно пренебречь по сравнению с Δv_y ,

$$\varepsilon \approx (eE_y \Delta t)^2 / 2m_e = E_y^2 \Phi^2\left(\sqrt{\varepsilon_{z0}/2T_e}\right) \exp(\varepsilon_{z0}/T_e) / 4n_0. \quad (8)$$

Вместе с тем, первая критическая энергия обычно много меньше энергии, при которой коэффициент ВЭЭ достигает своего максимального значения ($\varepsilon_1 \ll \varepsilon_{m0}$). В этом случае упрощенная формула Вона с $\varepsilon_0 = 0$ принимает вид:

$$\delta \approx \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{10}}\right)^{0,62}, \quad (9)$$

где $\varepsilon_{10} \approx \varepsilon_{m0}/(\delta_{m0})^{1/0,62}$ — первая критическая энергия, рассчитанная по упрощенной формуле Вона. Другими словами, при энергиях падения $\varepsilon \ll \varepsilon_{m0}$ коэффициент ВЭЭ практически не зависит (с точностью до 3 %) от угла падения θ . В результате уравнение баланса потоков электронов (7) принимает вид

$$\int_0^{\infty} \left(\varepsilon/\varepsilon_{10}\right)^{0,62} \exp(-\varepsilon_{z0}/T_e) d\varepsilon_{z0} = 1. \quad (10)$$

Подставляя выражение (8) в уравнение (10) и интегрируя его численно, получаем

$$n_0 \approx 0,7 E_y^2 / \varepsilon_{10}. \quad (11)$$

СВЧ-мощность W_{abs} , поглощаемая на единицу поверхности диэлектрика в установившемся мультипакторном разряде, находится путем интегрирования по ε_{z0} потока энергии электронов на поверхность (потоком энергии электронов,

эмитированных с поверхности диэлектрика, $W_{emit} \sim n_0 v_{Te} T_e$, пренебрегаем),

$$W_{abs} = \int_0^{\infty} \frac{n_0}{\sqrt{2\pi} v_{Te}} \exp(-\varepsilon_{z_0} / T_e) \varepsilon(\varepsilon_{z_0}) v_z dv_z = \tag{12}$$

$$= v_{Te} \frac{E_y^2}{8\pi} \frac{\sqrt{2\pi}}{T_e} \int_0^{\infty} \Phi^2(\sqrt{\varepsilon_{z_0} / 2T_e}) d\varepsilon_{z_0}.$$

Этот интеграл формально расходится, поскольку уменьшение функции распределения при $\varepsilon_{z_0} \rightarrow \infty$ компенсируется экспоненциальным нарастанием энергии падающих электронов ε (см. (8)). Очевидно, однако, что энергия падающего электрона ε не может быть больше, чем ε_{osc} . Поэтому интеграл должен обрываться при энергии ε_{z_0max} , при которой энергия падающих электронов становится сравнимой с ε_{osc} . Подставляя выражение (11) в (8) и полагая $\varepsilon \sim \varepsilon_{osc}$, получаем

$$\varepsilon_{z_0max} \approx T_e \ln(\varepsilon_{osc} / \varepsilon_{10}). \tag{13}$$

Тогда при $\varepsilon_{osc} \gg \varepsilon_{10}$ получаем

$$W_{abs} \approx v_{Te} \frac{E_y^2}{T_e} \frac{\sqrt{2\pi}}{T_e} \int_0^{\varepsilon_{z_0max}} \Phi^2(\sqrt{\varepsilon_{z_0} / 2T_e}) d\varepsilon_{z_0} \approx \tag{14}$$

$$\approx v_{Te} \sqrt{2\pi} (E_y^2 / 8\pi) \ln(\varepsilon_{osc} / \varepsilon_{10}).$$

Определим коэффициент поглощения κ как

$$\kappa = \langle W_{abs} \rangle \left(c \frac{E_0^2}{8\pi} \right)^{-1}, \tag{15}$$

где $\langle W_{abs} \rangle$ — среднее по времени значение поглощенной мощности на единицу поверхности диэлектрика. Тогда, после усреднения (14) по времени ($\langle E_y^2(t) \rangle = 0,5 E_0^2$) получаем следующее выражение для κ :

$$\kappa \approx \frac{v_{Te}}{c} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \ln(\varepsilon_{osc} / \varepsilon_{10}), \tag{16}$$

согласно которому, при больших осцилляционных энергиях ($\varepsilon_{osc} \gg \varepsilon_{10}$) коэффициент поглощения возрастает пропорционально логарифму падающей СВЧ-мощности ($W_{inc} = (m_e c \omega^2 / 4\pi e^2) \varepsilon_{osc}$).

Численное моделирование

Численный код

Для численного моделирования одностороннего мультипакторного разряда на диэлектрике нами был разработан 1D3V (одномерный в координатном пространстве и трехмерный в пространстве скоростей электронов) численный код, основанный на методе частиц в ячейке.

Решаются нерелятивистские уравнения движения модельных частиц (электронов) в электрическом поле, представляющем собой суперпозицию внешнего СВЧ-поля $E_0 \sin \omega t$, направленного вдоль оси y , и поля разделения зарядов $-\nabla \varphi$, направленного вдоль оси z . Амплитуда внешнего поля считается независимой от времени и пространственных координат, а электростатический потенциал φ находится из одномерного уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e n_e$$

с граничным условием при $z = 0$:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z \rightarrow 0} = -4\pi \sigma,$$

где σ — плотность поверхностного заряда на диэлектрике.

Падение частицы на диэлектрик сопровождается ВЭЭ с коэффициентом $\delta(\varepsilon, \theta)$, являющемся заданной функцией энергии ε и угла падения θ первичного электрона. Эмитированной частице присваиваются значения скоростей v_{x_0, y_0} , v_{z_0} в интервалах $-\infty < v_{x_0, y_0} < \infty$, $0 < v_z < \infty$ с плотностями вероятности $P(v_{x_0, y_0}) = (2\pi)^{-1/2} v_{Te}^2 \exp(-v_{x_0, y_0}^2 / 2v_{Te}^2)$ и $P(v_{z_0}) = (v_{z_0} / v_{Te}^2) \exp(-v_{z_0}^2 / 2v_{Te}^2)$, соответственно. В этом случае эмитированные частицы вблизи поверхности имеют тепловое (полумаксвелловское с $v_{z_0} > 0$) распределение по скоростям: $f(v_0) \sim \exp(-v_0^2 / 2v_{Te}^2)$.

Частицы, попавшие на диэлектрик, поглощаются или отражаются (упруго или неупруго) с заданными вероятностями, зависящими от энергии падения. Энергия упруго отраженной частицы равна энергии падающей частицы ε , а энергия неупруго отраженной частицы распределена с постоянной плотностью вероятности между 0 и ε . Направления вылета отраженных частиц распределены по углам по закону $dN/d\Omega \sim \cos \theta_1$, где $d\Omega$ — элемент телесного угла, θ_1 — угол между направлением вылета и нормалью к поверхности.

Частицы, попавшие на правую границу расчетной области ($z = z_{max}$), зеркально отражаются.

Для инициирования мультипакторного разряда в начальный момент времени $t = 0$ с поверхности диэлектрика инжектируется некоторое количество затравочных частиц.

На стадии развития разряда число модельных частиц в результате их лавинообразного размножения за счет ВЭЭ возрастает на много порядков. Для того чтобы число частиц в процессе счета не

превысило максимально допустимого значения, производилась процедура "прореживания" частиц, если число частиц превышало некоторое пороговое значение. При этом половина частиц удалялась, а заряд и масса оставшихся частиц удваивались [22].

В качестве примера работы кода на рис. 4 показаны временные зависимости параметров мультипакторного разряда, развивающегося на поверхности кристалла LiF при энергии осцилляции электронов, значительно превышающей первую критическую энергию ($\varepsilon_{osc} = 450$ эВ, $\varepsilon_{10} = 14,5$ эВ). Коэффициент ВЭЭ описывается упрощенной формулой Вона с $\varepsilon_0 = 0$. Отраженных электронов нет. Температура эмитированных электронов равна $T_e = 1$ эВ. Частота внешнего поля равна $f = \omega/2\pi \approx 1,95$ ГГц, что соответствует критической плотности электронов $n_{cr} = (m_e/4\pi e^2)\omega^2 = 4,7 \cdot 10^{10}$ см⁻³. При этом характерный размер неоднородности электронного слоя, формирующегося вблизи поверхности диэлектрика, равен $z_0 = v_{T_e}/\omega \approx 3,4 \cdot 10^{-3}$ см. Поверхностная плотность затравочных электронов, инжектируемых в начальный момент времени с поверхности диэлектрика, равна $S_{inj} = 0,05 n_{cr} z_0 = 0,8 \cdot 10^7$ см⁻².

На рис. 4 приведены зависимости от времени поверхностной плотности электронов в слое $S_0 = \int n_e dz$ (рис. 4, а), электронной плотности вблизи диэлектрика n_0 (рис. 4, б) и эффективной толщины электронного слоя $\delta z = S_0/n_0$ (рис. 4, в).

Видно, что в процессе развития электронной лавины количество электронов в слое монотонно нарастает, а толщина слоя сужается до $\sim 10^{-3}$ см, после чего разряд выходит на режим насыщения, при котором поверхностная плотность электронов, электронная плотность вблизи диэлектрика и эффективная толщина электронного слоя осциллируют с удвоенной частотой внешнего поля 2ω . Следует отметить, что хотя в режиме насыщения электронная плотность в слое значительно превышает критическую, электронный слой практически прозрачен для микроволнового излучения, поскольку поверхностный импеданс слоя $|Z| = m_e \omega \left(e^2 \int n_e dz \right)^{-1}$ много больше импеданса свободного пространства $Z_0 = 4\pi/c$ (в гауссовой системе): $Z_0/|Z| = (\omega/c) \int (n_e/n_{cr}) dz \ll 1$.

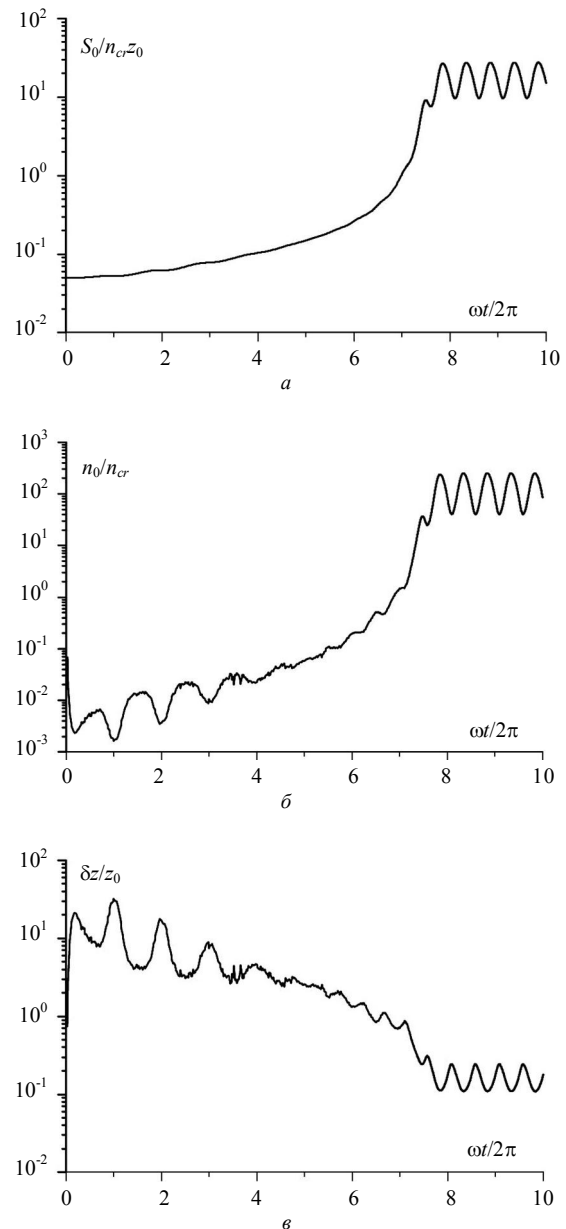


Рис. 4. Временные зависимости параметров мультипакторного разряда, развивающегося на поверхности кристалла LiF при энергии осцилляции электронов, значительно превышающей первую критическую энергию ($\varepsilon_{osc} = 450$ эВ, $\varepsilon_{10} = 14,5$ эВ):

- а — поверхностная плотность электронов в слое $S_0 = \int n_e dz$;
- б — электронная плотность вблизи диэлектрика n_0 ;
- в — эффективная толщина электронного слоя $\delta z = S_0/n_0$

Сравнение с аналитической теорией

На рис. 5 приведены зависимости коэффициента κ , определенного выражением (15), от энергии осцилляции электронов ε_{osc} для различных диэлектрических материалов (NaCl, LiF и SiO₂) в режиме насыщения мультипакторного разряда, рассчитанные с помощью численного моделирования без учета отражения электронов в предположении, что коэффициент ВЭЭ описывается упрощенной формулой Вона с $\varepsilon_0 = 0$. Видно, что результаты моделирования удовлетворительно согласуются с ана-

литической зависимостью (16) (все кривые группируются около этой зависимости).

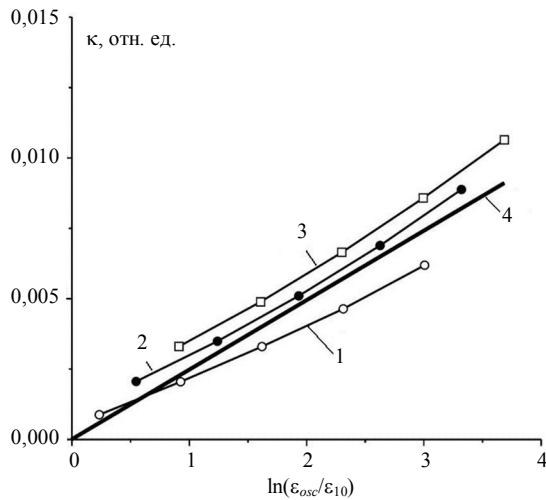


Рис. 5. Зависимости коэффициента κ от энергии осцилляции электронов ϵ_{osc} для различных диэлектрических материалов в режиме насыщения мультипакторного разряда:

- кривая 1 — SiO_2 ($\epsilon_{m0} = 400$ эВ, $\delta_{m0} = 2,4$, $\epsilon_{10} = 39,6$ эВ);
 - 2 — LiF ($\epsilon_{m0} = 1000$ эВ, $\delta_{m0} = 7,5$, $\epsilon_{10} = 14,5$ эВ);
 - 3 — NaCl ($\epsilon_{m0} = 1200$ эВ, $\delta_{m0} = 10,5$, $\epsilon_{10} = 10,0$ эВ);
 - 4 — аналитическая зависимость (16).
- Температура вторичных электронов $T_e = 2$ эВ

Неожиданным результатом является то, что аналитическая зависимость (16), полученная в приближении постоянного поля, согласуется с результатами моделирования не только в области $\epsilon_{osc} \gg \epsilon_{10}$, в которой применимо это приближение, но также и вблизи порога развития одностороннего мультипакторного разряда ($\epsilon_{osc} \sim \epsilon_{10}$), где приближение постоянного поля заведомо неприменимо.

Более сильное отклонение расчетной кривой для SiO_2 от аналитической зависимости (16) по сравнению с кривыми для LiF и NaCl можно объяснить тем, что при выводе зависимости (16) использовалась формула (9), полученная в приближении $\epsilon_{10} \ll \epsilon_{m0}$, которое для SiO_2 выполняется с меньшим запасом, чем для LiF и NaCl .

Несколько большее отклонение расчетной кривой для NaCl от аналитической зависимости по сравнению с аналогичной кривой для LiF , по-видимому, объясняется большим значением отношения T_e/ϵ_{10} для NaCl (напомним, что при выводе выражения (16) это отношение полагалось равным нулю). На рис. 6 показаны результаты расчетов коэффициента поглощения СВЧ-мощности κ для LiF при различных температурах вторичных электронов. Видно, что отклонение кривых от аналитической зависимости увеличивается с ростом температуры.

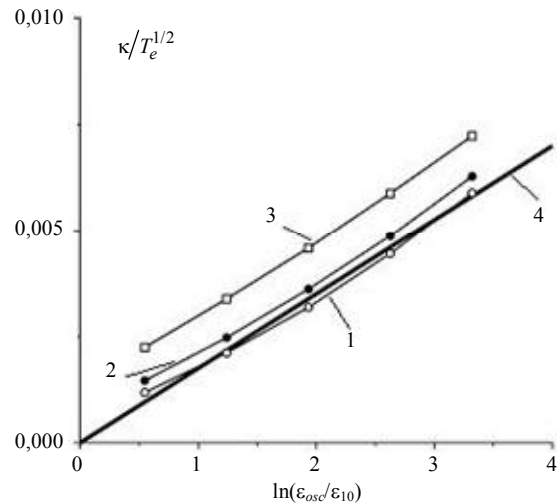


Рис. 6. Результаты расчетов коэффициента поглощения СВЧ-мощности в виде соотношения $\kappa / T_e^{1/2}$ (температура электронов в эВ) для LiF при различных температурах вторичных электронов:
 кривая 1 — $T_e = 1$ эВ; 2 — $T_e = 2$ эВ; 3 — $T_e = 4$ эВ;
 4 — аналитическая зависимость (16)

Влияние энергии отсечки и отражения электронов

Авторами был также произведен расчет коэффициента поглощения СВЧ-мощности односторонним мультипакторным разрядом с использованием формулы Вона с конечной энергией отсечки (см. (1)). Расчет был проведен для плавленого кварца SiO_2 . Отметим, что экспериментальные данные по коэффициентам ВЭЭ и отражения электронов в области малых энергий для SiO_2 отсутствуют. Вместе с тем анализ экспериментальных данных по щелочно-галогидным кристаллам [15] показывает, что энергия отсечки несколько меньше, чем первая критическая энергия ϵ_{10} , рассчитанная по упрощенной формуле Вона с $\epsilon_0 = 0$. По аналогии с этими данными, учитывая, что для SiO_2 $\epsilon_{10} \approx 40$ эВ, энергия отсечки ϵ_0 была взята равной 30 эВ.

На рис. 7 показана зависимость коэффициента поглощения κ от ϵ_{osc} , рассчитанная для SiO_2 при $\epsilon_0 = 30$ эВ без учета электронных отражений (кривая 1). Видно, что в этом случае коэффициент поглощения несколько ниже, чем в предыдущем случае (пунктирная кривая). Кривой 2 также показан коэффициент поглощения, рассчитанный в предположении, что коэффициент упругих отражений электронов при $\epsilon < \epsilon_0$ равен $R = 1$ (модель [17]). Видно, что учет отражения электронов приводит к значительному увеличению коэффициента поглощения. Наконец, кривой 3 показан коэффициент поглощения, рассчитанный при дополнительном введении небольшого упругого и неупругого отражения электронов при энергиях $\epsilon > \epsilon_0$ с коэффи-

циентами $R = \eta = 0,1$. Видно, что даже небольшое отражение электронов в этой области энергий существенно увеличивает коэффициент поглощения, особенно при малых осцилляционных энергиях.

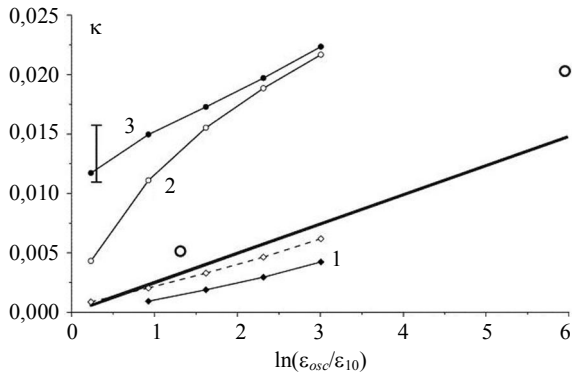


Рис. 7. Влияние коэффициента ВЭЭ и отражения электронов на коэффициент поглощения СВЧ-мощности односторонним мультипакторным разрядом на поверхности SiO₂-диэлектрика:

кривая 1 — зависимость $\kappa(\epsilon_{osc})$, рассчитанная по формуле Вона с $\epsilon_0 = 30$ эВ без учета электронных отражений; 2 — зависимость $\kappa(\epsilon_{osc})$, рассчитанная в предположении, что коэффициент упругих отражений электронов при $\epsilon < \epsilon_0$ равен $R = 1$ (модель [20]); 3 — зависимость $\kappa(\epsilon_{osc})$, рассчитанная при дополнительном введении небольшого упругого и неупругого отражения электронов при энергиях $\epsilon > \epsilon_0$ с коэффициентами $R = \eta = 0,1$. Температура вторичных электронов $T_e = 2$ эВ.

Пунктирной линией показан коэффициент поглощения κ , полученный при использовании упрощенной формулы Вона. Жирной линией показана аналитическая зависимость (16).

Кружками показаны значения коэффициента поглощения, полученные в [14] с использованием упрощенной формулы Вона ($\epsilon_0 = 0$), но с учетом десятипроцентного отражения электронов от поверхности диэлектрика с $\epsilon_{m0} = 400$ эВ,

$\delta_{m0} = 2$, $T_e = 2$ эВ. Вертикальным отрезком показан диапазон значений κ , полученных из экспериментальных измерений при $P_{inp} = 85$ кВт

Для сравнения на рис. 7 двумя кружками показаны значения коэффициента поглощения, полученные в [14] с использованием упрощенной формулы Вона ($\epsilon_0 = 0$), но с учетом десятипроцентного отражения электронов от поверхности диэлектрика ($\epsilon_{m0} = 400$ эВ, $\delta_{m0} = 2$, $T_e = 2$ эВ). Видно, что значения κ , полученные в [14], лежат несколько выше аналитической зависимости (16), что, по-видимому, связано с влиянием отражения электронов.

Эксперимент

Авторы провели экспериментальные измерения поглощения СВЧ-мощности мультипакторным разрядом, развивающимся на поверхности диэлектрика. Эксперименты проводились на установке БРУС (рис. 8), описанной в [8, 23]. Диэлектрическая SiO₂-пластина размером 0,2×1×6 см помещалась в пучность стоячей волны прямоугольного

вакуумированного волновода ($p \sim 10^{-6}$ Торр, мода H_{10} , $f = 1,95$ ГГц). Вводимая в волновод СВЧ-мощность P_{inp} составляла от нескольких десятков кВт до 1 МВт при длительности СВЧ-импульса не более 25 мкс.

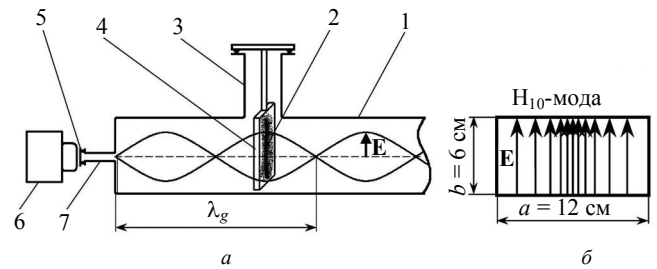


Рис. 8. Схема эксперимента:

a — продольное сечение волновода: 1 — вакуумированный волновод; 2 — СВЧ-разряд; 3 — запердельный круглый волновод ($\varnothing 24$ мм); 4 — диэлектрическая пластина; 5 — диагностическое окно; 6 — фотокамера; 7 — запердельный круглый волновод ($\varnothing 10$ мм); b — поперечное сечение волновода. Длина волны в свободном пространстве $\lambda_0 = 15,4$ см, длина волны в волноводе $\lambda_g = \lambda_0 / (1 - (\lambda_0/2a)^2)^{1/2} \approx 20$ см

На рис. 9 показаны типичные сигналы отраженной СВЧ-мощности и тока на электронный коллектор, установленный под диэлектрической пластиной, при вводимой СВЧ-мощности, немного превышающей пороговую мощность для развития мультипакторного разряда. Видно, что появление тока на коллектор, указывающее на развитие мультипакторного разряда, сопровождается уменьшением отраженной СВЧ-мощности. Высота ступеньки на отраженном сигнале соответствует мощности, поглощаемой мультипакторным разрядом.

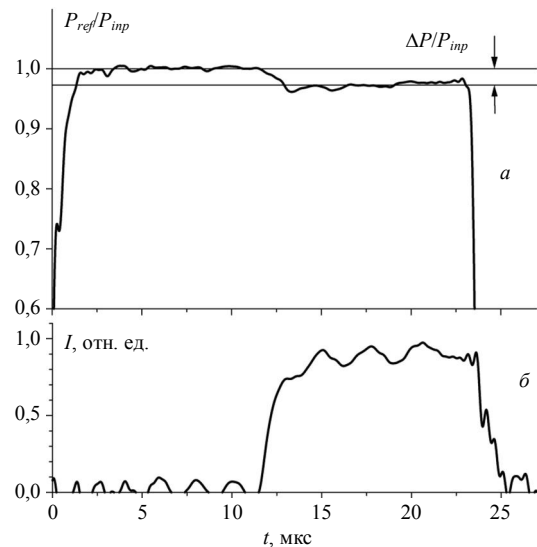


Рис. 9. Типичные сигналы отраженной СВЧ-мощности (а) и тока на электронный коллектор, установленный под диэлектрической пластиной (б), при вводимой СВЧ-мощности, немного превышающей пороговую мощность для развития мультипакторного разряда

Учитывая геометрию волновода и диэлектрической пластины, отношение $\Delta P/P_{inp}$ может быть пересчитано в коэффициент поглощения κ , определенный выражением (15). Действительно, СВЧ-мощность P_{inp} , вводимая в волновод, выражается через амплитуду вводимой волны E_{inp} как $P_{inp} = 0,5c(E_{inp}^2/8\pi)ab \cdot \cos\chi$, где a и b — ширина и высота волновода, $\cos\chi = (1 - (\lambda_0/2a)^2)^{1/2}$, $\lambda_0 = 2\pi/f$ — длина волны в свободном пространстве. С другой стороны, согласно определению κ (см. (15)), поглощенная мощность равна $\Delta P = \kappa c(E_0^2/8\pi)S$, где S — полная площадь диэлектрической пластины (мультипакторный разряд развивается на обеих ее сторонах). Тогда, учитывая, что в пучности СВЧ-волны $E_0 = 2E_{inp}$, для параметров нашего эксперимента получаем $\kappa \approx 0,58 \Delta P/P_{inp}$.

К сожалению, мы смогли провести измерения $\Delta P/P_{inp}$ для вводимых СВЧ-мощностей $P_{inp} \leq 85$ кВт, лишь немного превышающих пороговую мощность для развития мультипакторного разряда на стеклянной пластине ($P_{thr} \approx 65$ кВт), поскольку при более высоких мощностях мультипакторный разряд развивался уже на фронте СВЧ-импульса и ступенька на вершине отраженного сигнала отсутствовала. Диапазон значений κ , полученных из экспериментальных измерений $\Delta P/P_{inp}$ при $P_{inp} = 85$ кВт показан на рис. 7 вертикальным отрезком. Видно, что согласие расчетных результатов с экспериментальными данными достигается лишь при учете отражения электронов от поверхности диэлектрика.

Выводы

В результате проведенных исследований получены следующие основные результаты.

1. Получена аналитическая формула для коэффициента поглощения СВЧ-мощности односторонним мультипакторным разрядом на поверхности диэлектрика в предположении, что коэффициент ВЭЭ описывается упрощенной формулой Вона с нулевой энергией отсечки, широко используемой в теоретических исследованиях мультипакторных разрядов. Аналитическая формула удовлетворительно согласуется с результатами численного моделирования, полученными при тех же предположениях о форме зависимости коэффициента ВЭЭ от энергии первичных электронов. Хотя область применимости полученной формулы ограничена, она может использоваться как отправная точка при анализе влияния различных факторов (таких как форма зависимости $\delta(\epsilon)$ и отражение электронов) на величину коэффициента поглощения СВЧ-мощности мультипакторным разрядом на диэлектрике.

2. Результаты численного моделирования методом частиц в ячейке показывают, что коэффициент поглощения СВЧ-мощности существенно возрастает при учете отражения электронов от поверхности диэлектрика и конечной энергии отсечки в формуле Вона для коэффициента ВЭЭ.

3. Анализ экспериментальных результатов показывает, что согласие между рассчитанными и измеренными значениями коэффициента поглощения СВЧ-мощности достигается лишь при учете отражения электронов от поверхности диэлектрика.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 09-08-00753-а.

Литература

1. Strong Microwaves: Sources and Applications. Ed. by A. G. Lit-vak. Nizhny Novgorod, Institute of Applied Physics RAS, 2009. Vols. 1, 2.
2. Vaughan J. R. M. // IEEE Trans. Electron Devices. 1988. V. 35. P. 1172.
3. Kishek R. A., Lau Y. Y., Ang L. K. et al. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 2120.
4. Semenov V. E., Rakova E. I., Anderson D. et al. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 033501.
5. Kossyi I. A., Lukyanichikov G. S., Semenov V. E. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. V. 41. P. 065203.
6. Kim H. C., Verboncoeur J. P. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 123506.
7. Батанов Г. М., Иванов В. А., Коньжеев М. Е., Летунов А. А. // Письма ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 163.
8. Батанов Г. М., Иванов В. А., Коньжеев М. Е. // Письма ЖЭТФ. 1994. Т. 59. С. 655.
9. Ivanov V. A., Konyzhev M. E. / Microwave Discharges: Fundamentals and Applications. Ed. by A. Ohl. Greifswald, Institute for Low-Temperature Plasma, 2003. P. 247.
10. Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E. / Microwave Discharges: Fundamentals and Applications. Ed. by M. Kando, M. Nagatsu. Hamamatsu, Shizuoka University, 2010. P. 34.
11. Буянова М. Н., Нечаев В. Е., Семенов В. Е. // Изв. вуз. Радиофизика. 2007. Т. 50. С. 988.
12. Ang L.-K., Lau Y. Y., Kishek R. A., Gilgenbach R. M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26. P. 290.
13. Valfells A., Verboncoeur J. P., Lau Y. Y. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 529.
14. Kim H. C., Verboncoeur J. P. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 123504.
15. Vaughan J. R. M. // IEEE Trans. Electron Devices. 1989. V. 36. P. 1963.
16. Kishek R. A., Lau Y. Y. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1218.
17. Sazontov A., Semenov V., Buyanova M. et al. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12. P. 093501.
18. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969.
19. Фридрихов С. А. // Физика твердого тела. 1960. Т. 2. С. 171.
20. Vicente C., Mattes M., Wolk D. et al. / Proceedings of the 5th International Workshop on Multipactor, Corona and Passive

Intermodulation in Space RF Hardware (MULCOPIIM-2005), Noordwijk, 2005. P. 11.

21. *Ivanov V. A., Sakharov A. S., Konyzhev M. E.* / Тез. докл. XXXVII Междунар. Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2010. P. 246; http://www.fpl.gpi.ru/Zveni-gorod/XXXVII/Lt/en/MI-Sakharov_e.doc

22. *Kosygi I. A., Luk'yanchikov G. S., Semenov V. E. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 345206

23. *Ivanov V. A., Konyzhev M. E., Gavrilenko V.P., Oks E.* / Proceedings of the 5th International Workshop on Multipactor, Corona and Passive Intermodulation in Space RF Hardware (MULCOPIIM-2005), Noordwijk, 2005. P. 169.

Theoretical and experimental study of microwave power absorption by a single-surface multipactor discharge on a dielectric

A. S. Sakharov, V. A. Ivanov, Yu. A. Tarbeeva, M. E. Konyzhev
Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia
E-mail: ivanov@fpl.gpi.ru

The coefficient of microwave power absorption by a single-surface multipactor discharge on a dielectric is studied analytically and numerically as a function of the incident microwave power. It is shown that the coefficient of microwave power absorption increases substantially when reflection of electrons from the dielectric surface is taken into account. The analytical and numerical results are compared with the experimental data.

PACS: 81.05.ug, 81.15.Gh, 68.55.J-

Keywords: multipactor discharge, dielectric, microwave radiation, surface.

Bibliography — 23 references.
2011

Received August 4,

* * *